

# Philosophie de la physique

Alexandre Guay

September 3, 2005

De toutes les contributions de l'Occident à la civilisation, la seule qui fut adoptée par l'ensemble de l'humanité est la science. De toutes les sciences, celle qui a le plus de crédibilité est, sans conteste, la physique. Il semble donc aller de soi qu'une entreprise d'investigation du monde, comme l'est la philosophie, doive se pencher sérieusement sur les sciences et en particulier sur cette dernière.

Ce chapitre se veut une introduction impressionniste au monde fascinant de la philosophie de la physique. Le ton y sera informel et proche de celui adopté lors des cours dont ces notes sont inspirées. Le lecteur avide de détails est invité à consulter les notes en bas de page qui le référeront à des sources plus complètes. Cette présentation de la philosophie de la physique s'articulera en trois temps:

1. Tout d'abord, nous ferons une présentation générale du domaine et de ses grandes problématiques.
2. Par la suite, nous introduirons le lecteur à la philosophie de l'espace-temps. Certains outils standards seront exposés, ainsi que le fameux

argument du trou. Cette section veut présenter un exemple typique de recherche en philosophie de la physique.

3. Enfin, nous présenterons un problème d'actualité: la question du statut de la symétrie de jauge locale. Cet exemple donne une idée de ce qui constitue une recherche en cours en philosophie de la physique.

La perspective adoptée dans ce chapitre est d'introduire la philosophie de la physique de façon pratique. Cette approche pédagogique, dominante dans l'apprentissage de la physique elle-même, contraste avec une approche historique de la philosophie. Nous voulons montrer que la philosophie de la physique est une discipline bien vivante et qu'elle suscite un dialogue fructueux avec la physique elle-même et non juste avec l'histoire de cette dernière. Trop souvent, le contraste entre la philosophie et la science est accentué outre mesure alors qu'en fait, ces deux disciplines sont complémentaires. La physique, parce qu'elle se concentre sur la compréhension des éléments fondamentaux de la réalité matérielle, est d'autant plus proche de la philosophie. Limiter la philosophie de la physique à un discours normatif ou historique revient à abdiquer aux seuls physiciens la charge d'explorer la réalité matérielle. Ceci n'est pas souhaitable car les physiciens ne posent pas toutes les questions pour lesquelles nous aimerions avoir des réponses.

# 1 Présentation de la philosophie de la physique

## 1.1 Qu'est-ce que la philosophie de la physique?

Comme dans bien d'autres domaines de la philosophie, il est difficile d'identifier clairement la spécificité du travail des philosophes de la physique. La position que je décrirai dans cette section ne constitue donc pas un absolu, bien que, à mon avis, elle représente le point de vue de la majorité des acteurs du domaine.

Si les philosophes de la physique diffèrent grandement quant aux thèses qu'ils défendent, presque tous se reconnaissent une filiation avec les philosophes scientifiques du passé comme Descartes, Newton ou même Einstein. Du fait de cette forte filiation, les philosophes de la physique sont souvent assez imperméables aux grands courants philosophiques récents comme le post-modernisme. Leur source d'inspiration première est la physique elle-même. Ceci est un point important. Beaucoup de ces philosophes voient dans la philosophie de la physique un prolongement de la physique plus qu'une extension de la philosophie générale.

Pour mieux cerner ce qu'est la philosophie de la physique, débutons par ce qu'elle n'est pas. La philosophie de la physique n'est pas de la physique. Ceci peut surprendre les néophytes compte tenu du haut niveau technique de certains travaux en philosophie de la physique. Cependant, on se doit de constater qu'en général, les travaux des philosophes ont un intérêt limité pour l'avancement de la physique comme telle. Toute l'énergie des physiciens, théoriciens comme expérimentateurs, est concentrée sur la production de théories toujours plus unifiées et toujours plus empiriquement adéquates.

Le physicien est principalement intéressé par la prochaine théorie ou par de nouvelles applications des théories actuelles. Le progrès de sa discipline est sa motivation première. Le philosophe se concentre sur les théories actuelles et leurs applications. Il cherche à répondre à des questions qui ne sont pas à proprement parlé utiles au développement de la physique. Bien que certaines recherches se recoupent, en particulier sur la question des fondements de la physique, la motivation des acteurs des deux disciplines diffèrent. La philosophie de la physique ne se confond pas non plus à l'histoire de la physique. Bien que les philosophes utilisent souvent les travaux des historiens, ces disciplines ont peu à voir l'une avec l'autre. Le philosophe ne vise pas la vérité historique mais utilise l'histoire dans la mesure où celle-ci soutient son projet philosophique. Ce qu'il faut retenir ici est que le philosophe met l'emphase sur l'évaluation des thèses physiques plus que sur la description de leur avènement. Il est intéressé par la nature de la réalité, une question qui touche l'historien qu'indirectement. De même, la philosophie de la physique actuelle n'est pas un discours normatif sur la physique. L'autonomie de la physique quant à ses normes et méthodes est un présupposé qu'adoptent les philosophes. Si récemment certains philosophes se sont intéressés à la méthodologie de la physique, en particulier à l'expérimentation, c'est principalement sous l'angle de la description et non pas avec l'intention de dicter aux physiciens quoi que ce soit. Ces recherches ont surtout comme objectif d'identifier ce qui fait d'une pratique une méthode scientifique.

Alors qu'est-ce que la philosophie de la physique?

The real difficulty lies in the fact that physics is a kind of meta-physics, physics describes “reality”. But we do not know what

“reality” is; we know it only by means of the physical description.

Einstein à Schrödinger, 19 juin 1935.

La physique produit une description de la “réalité”. Au moins dans son domaine d’application, la physique est considérée comme *le* moyen privilégié d’accéder au réel car l’image scientifique du monde est souvent considérée comme plus fondamentale que l’image manifeste.<sup>1</sup> Cette image mérite donc toute notre attention car dans la physique se trouve le point de départ d’une “métaphysique expérimentale”. Notez le contraste entre cette position et la position de métaphysiciens post-Kant. La philosophie ne nous donne pas les cadres épistémologique et ontologique nécessaires à la physique. C’est la physique, comme discipline autonome, qui est la source des spéculations philosophiques. La tâche du philosophe est, entre autres, de rendre compte des conséquences philosophiques possibles du discours scientifique de son époque. Dans cette perspective, les travaux de Kant et de Reichenbach sont des modèles. D’un autre côté, le développement théorique de la physique se fonde, en pratique, sur certains présupposés philosophiques. Le discours philosophique influence donc, à son tour, le choix entre options théoriques. Un bon exemple où une telle inter-influence est clairement visible est Einstein. Cette apparente circularité exclut par le fait même la possibilité de fonder de façon certaine l’une ou l’autre discipline, du moins pour le moment. Elle nous incite cependant à développer un dialogue plus soutenu entre philosophes et physiciens.

Dans ce contexte, le travail du philosophe consiste principalement en deux tâches. 1) Préciser ce que sont les assertions de la physique. Il faut clarifier les

---

<sup>1</sup>Pour un exemple de cette démarche, voir Redhead [21].

concepts utilisés et examiner de façon critique les fondements théoriques de la physique. 2) Évaluer ces assertions. L'interprétation de celles-ci n'étant pas donnée, il faut effectuer un travail philosophique minutieux pour en extraire une image cohérente du monde, l'image scientifique. Ce n'est qu'après ce travail que le philosophe peut utiliser l'image obtenue pour répondre aux questions philosophiques traditionnelles ou encore argumenter que l'on ne peut pas répondre à certaines questions.

Comme bref exemple, prenons le modèle standard en physique des particules. En première analyse, ce modèle affirme que toute matière est constituée de "particules" que l'on peut classer en deux familles: les quarks et les leptons. Toute interaction entre éléments de matière a comme médiateur des bosons de jauge (des "particules" aussi). Dans la phase de clarification, le philosophe devrait se poser des questions comme: Qu'est-ce qu'une particule dans ce modèle compte tenu du fait que tout y est décrit à l'aide de champs quantiques? Quel est le critère d'identité employé pour définir les entités dans cette théorie? Qu'est-ce qui distingue une particule-matière d'une particule-interaction? Dans la phase d'évaluation, il pourrait se demander en quoi ce modèle éclaire les questions que l'on se pose sur la nature de la matière? Ou sur la nature de la causalité?

## **1.2 Qu'est-ce qu'une théorie physique?**

Quelle forme prend le discours théorique de la physique? À cette question, aucune réponse ne fait consensus que ce soit dans la communauté des physiciens ou celle des philosophes. On peut cependant distinguer deux grandes approches: la syntaxique et la sémantique.

Débutons par l'approche syntaxique. Selon cette conception, les théories peuvent être reconstruites comme des systèmes axiomatisés. Cette position est bien sûr inspirée des mathématiques et de la logique formelle. Elle a connu son heure de gloire à travers le mouvement de l'empirisme logique mais n'a cependant pas disparu avec lui. La survivance de cette conception est entre autres due au fait que plusieurs théories physiques semblent naturellement se présenter sous forme d'axiomes (que l'on ne pense qu'aux lois de Newton) et qu'elle est particulièrement compatible avec le modèle déductivo-nomologique de l'explication scientifique. Il y a toutefois une raison plus profonde à cette survivance. Supposons la thèse métaphysique suivante: la complexité apparente de la nature est le résultat de l'agrégation d'un grand nombre de systèmes aux propriétés simples. Ici, une axiomatisation qui réussirait à identifier les composantes et propriétés fondamentales serait susceptible d'expliquer, comme une conséquence logique de ses axiomes, les comportements complexes. Cette thèse métaphysique, qui est souvent présumée dans l'élaboration de nouvelles théories physiques, nous inciterait à adopter l'approche syntaxique. Une question importante demeure: quel genre de propositions peuvent constituer les axiomes d'une théorie physique? Des lois de la nature?<sup>2</sup> Des généralisations empiriques? Des structures relationnelles?<sup>3</sup>

L'approche sémantique, quant à elle, caractérise une théorie comme une collection de modèles. Cette approche se veut plus proche de ce que les sci-

---

<sup>2</sup>Pour une introduction aux difficultés philosophiques entourant le concept de loi de la nature, voir le chapitre 4 de Barberousse et cie [2].

<sup>3</sup>Pour une introduction à cette question dans le contexte de la philosophie de la physique, voir le chapitre 7 de Torretti [25].

entifiques produisent, par exemple: le modèle standard, le modèle atomique, le modèle newtonien du système solaire, etc. Cette approche puise aussi son inspiration dans les mathématiques. Voyons un exemple dans ce domaine. Définissons une théorie  $G$  par les trois axiomes suivants:

1. Pour deux droites quelconques, au plus un point appartient aux deux droites.
2. Pour deux points quelconques, exactement une seule droite passe par ces deux points.
3. Toute droite passe par au moins deux points.

Un modèle  $M$  de cette théorie est l'espace à 7 points. Voir Figure 1. Dans

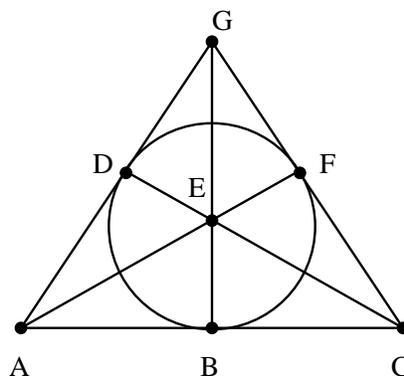


Figure 1: L'espace à 7 points.

ce modèle, tous les axiomes de  $G$  sont vrais. On peut considérer  $M$  comme une exemplification de la théorie  $G$ .<sup>4</sup> En mathématiques, il y a équivalence

---

<sup>4</sup>Pour plus d'information sur le passage entre cet exemple mathématique et un modèle en science, voir le chapitre 9 de van Fraassen [27].

logique entre  $G$  et l'ensemble de ses modèles  $\{M\}$ . Dans l'approche sémantique, on met de côté la présentation axiomatique de  $G$  et on se concentre sur les seuls modèles. Décrire une théorie consiste à présenter une classe de modèles et à spécifier la manière dont ces modèles reflètent la réalité. Ce qu'est un modèle en physique ne fait cependant pas consensus. Voici quelques suggestions de ce que peut être un modèle scientifique:<sup>5</sup>

**Morphisme qui rend vrai:** Un modèle est un morphisme de certaines parties du langage qui fournit une interprétation et rend vrai un ensemble donné d'énoncés de ce langage.

**Structure qui rend vrai:** Un modèle est généralement une structure non linguistique qui fournit une interprétation et rend vrai un ensemble d'énoncés.

**Modèle mathématique:** Un modèle est une structure mathématique utilisée pour représenter un système ou un type de systèmes étudiés.

**Modèle propositionnel:** Un modèle est un ensemble de propositions dont les membres forment une représentation d'un système ou d'un type de systèmes.

**Modèle physique:** Un modèle est un objet concret utilisé pour représenter un système ou un type de systèmes.

Bien que tous ces cas se rencontrent en physique, le modèle mathématique semble le plus fondamental. La physique s'est engagée depuis au moins la

---

<sup>5</sup>Je dois cette taxinomie à Thomson-Jones [24].

révolution scientifique à produire essentiellement des descriptions mathématisées du monde. Néanmoins, le flou qui entoure l'usage du concept de modèle ne doit pas être sous-estimé. Notez que ce parti pris en physique pour les modèles mathématiques brouille la distinction entre approche syntaxique et sémantique. En effet, si une théorie est une collection de modèles mathématiques, rien n'empêche que cet ensemble puisse être présenté comme les modèles d'une axiomatisation. Dans d'autres sciences, où le type de modèles dominant est d'une autre nature, la distinction syntaxique/sémantique est plus ferme.

### 1.3 À quoi réfèrent les théories de la physique?

Une fois les modèles d'une théorie identifiés, que décrivent-ils? Cette ancienne question épistémologique prend une tournure particulière en physique car cette dernière semble essentiellement discuter d'entités non directement accessibles, comme les champs quantiques. Le débat sur cette question s'articule en deux camps:

**Approche réaliste:** Physics is an attempt conceptually to grasp reality as it is thought independently of its being observed. In this sense one speaks of physical reality. Einstein

**Approche antiréaliste:** It is wrong to think that the task of physics is to find out how nature is. Physics concerns what we can say about nature. Bohr<sup>6</sup>

---

<sup>6</sup>Ces deux citations sont tirées de l'introduction de Kosso [15].

Ces deux positions s'affrontent tout particulièrement sur le terrain de la physique quantique. En effet, les leçons philosophiques que l'on doit tirer de l'avènement de cette théorie sont encore sujettes à d'intenses débats.

La dichotomie réalisme/antiréalisme laisse à penser que ces positions sont des blocs clairement définis, il n'en est rien. On peut se demander quel est le référent des théories physiques.<sup>7</sup> Si l'on répond qu'elles n'en n'ont pas, on présume que les théories ne décrivent rien. Sous ce vocable, on peut retrouver les formes fortes de conventionalisme (social ou autre) ou encore d'instrumentalisme. Dans ce dernier cas, les théories ne sont que des articulations de données, des outils heuristiques. Par contre, si les théories ont un référent, plusieurs voies s'offrent à nous:

**Thèse réaliste:** Les théories réfèrent à des systèmes physiques. Elles décrivent une réalité qui a, au moins en partie, une existence autonome. La nature de la réalité décrite par la physique est matière à débat. Doit-on être réaliste envers les entités physiques, la structure des théories ou encore envers les seuls processus causaux?

**Thèse subjectiviste:** Les théories réfèrent à des états mentaux. Les théories portent sur les sensations et les idées d'un sujet engagé dans des actes cognitifs. Cette thèse sera réaliste ou antiréaliste selon le statut des états mentaux. Elle est en général le produit d'une épistémologie empiriste forte.

**Thèse stricte de Copenhague:** Les théories réfèrent à des blocs sujet-

---

<sup>7</sup>Pour une plus ample réflexion sur la référence des théories physiques, voir chapitre 4 de Bunge [6].

objet. Elles portent sur des blocs qui ne peuvent rationnellement être analysés. Cette thèse est naturellement antiréaliste car l'apport du sujet ne peut être isolé. Cette thèse, qui a été proposée comme interprétation de la mécanique quantique, est un exemple récent d'une thèse philosophique qui tire son origine de la théorie physique.

**Thèse dualiste:** Les théories réfèrent à la fois à des objets physiques et à des acteurs. Elles sont concernées par les interactions que les sujets entretiennent avec leur environnement (pragmatisme) ou par la façon dont ils manipulent les systèmes qu'ils désirent connaître (opérationnalisme). Selon cette thèse, le réfèrent des théories est en quelque sorte l'action humaine. C'est donc une forme d'antiréalisme.

Pour le moment, les philosophes de la physique sont loin de converger vers l'une ou l'autre des positions ci-dessus. Toutefois, la physique étant considérée comme la science la plus fondamentale, beaucoup présument que c'est dans ce domaine que doit se régler la question du réalisme scientifique en général.<sup>8</sup> Une position mitoyenne connaît un certain succès: l'empirisme constructif. Cette position affirme que les théories physiques réfèrent probablement mais que nous n'avons pas, pour l'instant, les outils pour affirmer à quoi elles réfèrent. C'est donc une forme d'antiréalisme épistémologique.<sup>9</sup>

---

<sup>8</sup>Notez que cette tendance nie implicitement qu'il y ait une différence fondamentale entre sciences naturelles et sciences humaines. Pour une position divergente, voir Hacking [13].

<sup>9</sup>Pour plus de détails sur cette position, voir van Fraassen [26].

## 1.4 Le triangle conceptuel de la philosophie de la physique

Après ces considérations générales, nous allons maintenant présenter quelques problèmes qui constituent le pain quotidien des philosophes de la physique. Cette présentation fragmentaire ne vise qu'à donner un aperçu des questions actuelles en philosophie de la physique. Pour en comprendre les enjeux, notons qu'ils s'inscrivent dans l'articulation de trois concepts inter-reliés:<sup>10</sup>

**La théorie physique:** Des modèles qui sont confrontés aux apparences par l'expérimentation.

**Les apparences:** Le produit de l'observation, mais surtout de l'expérimentation scientifique. La production empirique de la physique.

**L'interprétation:** Des images de ce que le monde pourrait être si la théorie était vraie. Par exemple, une interprétation chargée peut proposer une ontologie, une interprétation légère peut se contenter d'une sémantique.

Chacun des grands domaines de la physique théorique soulève une problématique philosophique qui se concentre sur une partie de ce triangle. Voyons-les un par un.

La relativité générale, la théorie fondamentale de l'espace et du temps, semble impliquer que plus d'un modèle théorique correspond à la même interprétation, à l'objet que nous appelons l'espace-temps. Cette pluralité des descriptions suscite des questions importantes comme nous le verrons ci-dessous.

---

<sup>10</sup>Mon élaboration de ce triangle est le résultat d'une discussion avec John D. Norton.

La physique quantique, théorie de la physique microscopique, obtient une remarquable concordance entre la théorie et les apparences. Cependant, aucune interprétation ne semble complètement satisfaisante. Nous demeurons perplexes quant à ce que la physique quantique nous dit sur la réalité.

En physique statistique, (qui permet le passage de la microphysique à la macrophysique) l'interprétation qui a permis de construire la théorie (qui elle s'accorde bien avec les apparences) semble elle-même incompatible avec ces mêmes apparences. Dans ce domaine, le triangle est apparemment privé de l'une de ces arrêtes.

#### 1.4.1 La relativité générale

- La question fondamentale: Quel est la nature du temps et de l'espace?

Comme nous l'avons déjà mentionné, la principale difficulté de ce domaine est que, pour chaque modèle mathématique empiriquement adéquat, il en existe une infinité équivalents mais apparemment très différents. Cette situation est le résultat de ce que l'on nomme la liberté de jauge. Le travail philosophique consiste à identifier ce qui est physiquement pertinent dans ces représentations. Dans ce contexte, l'analyse de ce que sont l'espace et le temps en relativité générale devient d'autant plus ardue.<sup>11</sup>

Cette analyse peut, de façon plus générale, nous amener à nous interroger sur le rôle cognitif des surplus de description en physique. Ce problème peut

---

<sup>11</sup>Des thèses surprenantes ont été proposées récemment. Par exemple, la thèse de John Earman [10], partagée par de nombreux physiciens, à savoir que la théorie de la relativité générale (la meilleure théorie physique disponible sur l'espace et le temps) est incompatible avec la notion intuitive de changement.

aussi alimenter la réflexion sur le réalisme structurel et sur l'épistémologie de l'application des mathématiques, des questions ayant une vaste portée.<sup>12</sup>

### 1.4.2 La physique quantique

- Question fondamentale: Qu'est-ce que cette théorie nous dit sur le monde?

L'obstacle principal, dans ce domaine, est qu'il n'existe pas d'interprétation complètement satisfaisante des théories quantiques. Ceci est d'autant plus vrai quand on s'intéresse à la physique quantique relativiste. Le travail du philosophe de ce domaine consiste donc souvent à proposer et à évaluer de nouvelles interprétations. Une autre tâche tout aussi importante est de clarifier les fondements de la physique quantique et d'ainsi poser de façon solide les contraintes que devra respecter toute interprétation. Voyons quelques problèmes associés à cette démarche.<sup>13</sup>

Débutons par le problème de la complétude. Il est possible de défendre que la mécanique quantique est une théorie incomplète, c'est-à-dire qu'il y a des "éléments de réalité" qu'elle ignore. Cette thèse a comme conséquence que les prévisions empiriques de la théorie, qui prennent la forme de probabilités, doivent être interprétées comme l'expression d'un manque de connaissance du système étudié. Pour pouvoir suggérer une interprétation valable de la physique quantique, il faudrait, au préalable, la compléter. Cependant, cela ne se fait pas sans mal. L'interprétation standard du théorème de

---

<sup>12</sup>Pour une introduction à la philosophie de l'espace et du temps inspirée de la physique, voir Dainton [8].

<sup>13</sup>Pour plus d'information sur le problème de l'interprétation de la mécanique quantique, voir Bub [5].

Bell implique qu'une théorie quantique complète devra être non-locale, une conclusion peu confortable si l'on adhère aux contraintes causales qu'impose la relativité restreinte.<sup>14</sup> D'un autre côté, si on assume que la physique quantique est complète, ces mêmes probabilités deviennent une indication de l'indéterminisme fondamental de la nature. Dans ce cas, le philosophe devra préciser la nature de cet indéterminisme et ce en quoi il est différent ou similaire aux autres formes d'imprédictibilité, par exemple, du chaos déterministe.

Le problème de la mesure est une autre difficulté classique de la discipline. Beaucoup d'interprétations considèrent que le monde microscopique, modélisé par la mécanique quantique, est très différent du monde macroscopique, qui lui est décrit par la physique classique. Le problème apparaît à la frontière de ces domaines. Une interaction entre systèmes quantiques ne ressemble pas à ce qui se passe lors d'une mesure, où le système de mesure a un effet drastique sur le système mesuré. Mais un appareil de mesure n'est présumément qu'une agrégation de systèmes quantiques. Comment alors expliquer cette différence de nature? La possibilité expérimentale de créer des systèmes quantiques macroscopiques ne fait qu'amplifier ce malaise.

Terminons par un exemple récent. La théorie quantique des champs, qui est la mécanique quantique rendue compatible avec la relativité restreinte, est une théorie de champs où les mesures prennent généralement la forme d'une détection de particules. Cependant, des théorèmes récents tendent à prouver que cette théorie est incompatible avec l'existence de particules. Une question se pose: quel est le référent de la théorie quantique des champs?

---

<sup>14</sup>Pour plus de détails, voir Bell [3].

### 1.4.3 La physique statistique

- Question fondamentale: Quelle est la nature de l'irréversibilité en physique?

Cette branche de la physique, qui est beaucoup moins connue du grand public que les deux précédentes, a pour objectif de réduire certaines propriétés des systèmes physiques aux propriétés de leurs sous-systèmes. Par exemple, à partir des propriétés des atomes, définir les concepts de température, pression, etc. Comme mentionné précédemment, le problème principal de ce domaine est que l'interprétation naturelle de la théorie est incompatible avec les apparences. En effet, la théorie décrivant les sous-systèmes microscopiques ne semblent pas inclure d'irréversibilité. À cette échelle, il n'y a pas de direction temporelle ou encore de direction causale privilégiées. Pourtant, les systèmes macroscopiques exhibent clairement une direction temporelle, direction modélisée par la seconde loi de la thermodynamique. Comment réconcilier cette divergence? L'argument standard fait appel à la réduction de la thermodynamique à la mécanique statistique. Il consiste à nier l'existence d'une véritable irréversibilité et d'expliquer les apparences comme une illusion statistique. Si, par ailleurs, on identifie la direction privilégiée de la thermodynamique avec la flèche du temps comme le font certains philosophes, la notion de temps devient d'autant plus mystérieuse.<sup>15</sup>

## 1.5 De plus..

Dans cette brève présentation, j'ai passé sous silence de nombreux aspects de la recherche en philosophie de la physique. Par exemple, je n'ai absolu-

---

<sup>15</sup>Pour plus d'information sur ce domaine, voir Sklar [23].

ment pas discuté de tout le travail philosophique entourant l'expérimentation. Ce travail, qui est davantage dans l'axe de la philosophie générale des sciences, est bien sûr essentiel. De façon plus grave, j'ai négligé de discuter de la révolution numérique en physique. L'usage systématique des simulations numériques a ajouté tout un niveau de complexité entre théorie et apparences. Les conséquences philosophiques de cette révolution restent encore peu étudiées.

En plus des ouvrages déjà cités, le lecteur intéressé peut consulter *An Introduction to the Philosophy of Physics* de Marc Lange [16] et surtout *Philosophical Concepts in Physics* de James T. Cushing [7].

## 2 Philosophie de l'espace et du temps

Peu de travaux dans l'histoire de la physique ont eu autant d'impact en philosophie que ceux d'Einstein. Ses théories ont grandement discrédité la légitimité même d'une réflexion philosophique a priori sur l'espace et le temps. Cette section se veut une brève introduction à la philosophie de l'espace-temps, une philosophie a posteriori inspirée par la physique. Notre fil conducteur sera d'analyser les conséquences de la relativité sur le débat classique du substantialisme de l'espace et du temps.<sup>16</sup>

### 2.1 La question du substantialisme de l'espace

En philosophie, deux conceptions de l'espace s'affrontent:

1. L'espace est la propriété positionnelle des objets matériels;

---

<sup>16</sup>Cette section doit beaucoup à Norton [20].

2. l'espace est le contenant où se trouvent tous les objets matériels.<sup>17</sup>

On note que selon la conception 1, un espace sans objet est inconcevable. Dans le cadre de la thèse 2, les objets matériels ne peuvent être conçus que *dans* l'espace. L'espace y est une entité à part entière. On dira de 2 qu'elle affirme le substantialisme de l'espace.

Dans sa correspondance avec Clarke, Leibniz notait une conséquence, selon lui fâcheuse, du substantialisme.<sup>18</sup> L'espace étant absolument uniforme, aucun point de celui-ci ne se distingue des autres. Il en résulte que deux situations qui ne diffèrent pas quant aux relations spatiales entre les corps, mais qui diffèrent quant aux positions dans l'espace, sont indistingables. Le défenseur du substantialisme se doit donc d'accepter qu'il existe des états du monde distincts mais indistingables par l'observation. Sur la base du principe de la raison suffisante, cette position était inacceptable pour Leibniz, et elle l'est également si l'on considère que la signification même du mot "espace" dépend strictement d'un critère de vérification. Cependant, ces objections ne sont pas absolument déterminantes.

Les disciples de Newton, comme Clarke, avaient une bonne raison de postuler l'existence de l'espace. Dans ses *Principia*, Newton distingue l'espace absolu des espaces relatifs. L'espace relatif est celui de l'observateur. Ces espaces sont divers, en mouvement ou non, accélérés ou non, etc. L'espace absolu est, quant à lui, l'espace auquel réfèrent les lois de la mécanique.

Absolute space, in its own nature, without relation to anything

---

<sup>17</sup>On peut aussi concevoir le débat sur la nature du temps en relation avec les événements dans les mêmes termes.

<sup>18</sup>Page 26, [1].

external, remains always similar and immovable. Relative space is some movable dimension or measure of the absolute spaces; which our senses determine by its position to bodies;...

(Livre 1, Scholium, *Principia* [19])

Les lois de la mécanique sont définies par rapport à l'espace absolu. L'existence de ce dernier semble donc nécessaire à l'élaboration de la science de la mécanique. Cependant, une difficulté survient. Les lois de la mécanique de Newton rendent bien compte des expériences dans un référentiel (un espace) au repos par rapport à l'espace absolu, mais elles le feraient tout aussi bien dans tous les référentiels inertiels, c'est-à-dire dans tous les référentiels qui diffèrent du repos par un mouvement rectiligne uniforme. La forme des lois de Newton implique donc qu'aucune expérience de mécanique peut différencier un mouvement inertiel du repos par rapport à l'espace absolu. L'espace absolu échappe donc à l'identification empirique.

En 1905, dans son fameux *On the electrodynamics of moving body* [12], Einstein affirme que la théorie de l'électromagnétisme de Maxwell-Hertz-Lorentz implique aussi l'indistingabilité d'un mouvement inertiel du repos par rapport à l'espace absolu. Il va jusqu'à donner à cette conjecture le statut de postulat, le fameux Principe de Relativité. La notion de repos absolu est donc superflue en physique puisqu'elle n'a aucun contenu empirique observable. Est-ce que cette constatation sonne le glas du substantialisme de l'espace? Pas nécessairement. Pour réfuter l'argument de Newton, il faudrait montrer que 1) tout mouvement est un mouvement relatif et que 2) les relations spatio-temporelles entre corps sont directes. Elles ne dépendent pas d'un substrat qui serait l'espace et le temps. En d'autres

mots, il faudrait reconstruire la mécanique en prenant comme concept primitif les seules relations spatiales entre les objets. Comme le montre bien John Earman dans *World Enough and Space-Time* [9], prouver ces thèses est loin d'être aisé. Si le concept de repos absolu semble bien exclu par la relativité, la réfutation du substantialisme de l'espace et du temps demande un argument supplémentaire.

## 2.2 L'approche par modèles

Dans cette sous-section, je vais présenter l'approche par modèles, l'un des outils privilégiés du débat philosophique actuel portant sur l'espace et le temps. Dans cette approche, on met moins l'emphase sur les théories de l'espace et du temps définies par un ensemble de lois; on les approche plutôt de façon sémantique en proposant des modèles mathématiques qui les représentent. Cette façon de faire a deux avantages immédiats: 1) Elle nous procure un cadre formel pour comparer les différentes théories de l'espace-temps. 2) Ce cadre permet de distinguer ce qui, dans une théorie, est conventionnel de ce qui est physiquement significatif.

Débutons par un exemple. Imaginons que nous proposons que le temps est linéaire, c'est-à-dire qu'il est un ensemble isotrope, infini et homogène d'instants atomiques. En première instance, nous pourrions proposer comme modèle la droite des nombres réels. Malheureusement, cette représentation n'est pas fidèle à notre objet car cet ensemble n'est pas isotrope (il y a une direction dans les réels) et il n'est pas homogène (le zéro fait figure d'exception). Pour combler cette lacune, on ajoute des transformations de coordonnées appropriées: les réflexions par rapport à un point et les translations. On

dira alors que la *formulation standard* de cette théorie du temps comprend le système de coordonnées initial, ainsi que tous les autres que l'on peut engendrer grâce à ce groupe de transformations. L'ensemble de ces transformations forme un groupe mathématique<sup>19</sup> appelé *groupe covariant*. Les éléments factuels ou physiquement significatifs dans ce modèle sont les invariants de son groupe de covariance, dans notre exemple: la distance entre deux instants calculée à l'aide de la métrique. Tout le reste est conventionnel.<sup>20</sup>

Une formulation de notre modèle est dite *généralement covariante* si elle est indépendante de tout système de coordonnées et pas juste des systèmes standards. Si on considère tous les systèmes de coordonnées qui peuvent être engendrés par une transformation lisse et réversible (un difféomorphisme) à partir d'un système de coordonnées standard, on constate qu'un invariant comme la métrique devient variable. Si l'on veut tout de même conserver intact cette information, on doit définir explicitement la métrique, noté  $dt$ , dans le système de coordonnées donné. On remarque cependant que si l'on a déjà défini la métrique dans un système donné, on peut, grâce à la transformation de coordonnées, la définir pour tout autre système. La métrique n'est donc pas arbitraire. De telles quantités sont qualifiées de covariantes ou d'objets géométriques.<sup>21</sup> L'objet géométrique est donc le pendant, dans la formulation généralement covariante, de l'invariant dans la formulation

---

<sup>19</sup>Un groupe est un ensemble muni d'une opération binaire fermée associative telle que l'identité est dans le groupe, ainsi que tous les inverses.

<sup>20</sup>Notez que cette stratégie de description des modèles à l'aide d'invariants est tout à fait dans l'esprit du "Erlangen Program" en géométrie du mathématicien Felix Klein [29].

<sup>21</sup>Un objet comme  $dt$  est ce que l'on appelle un covecteur ou, dans le vocabulaire moderne, une une-forme, c'est-à-dire, en gros, un objet qui combiné à un vecteur produit un scalaire.

standard. Les modèles de notre théorie du temps prennent donc la forme  $(\mathbb{R}, dt)$  où  $\mathbb{R}$  est l'ensemble des Réels.

Prenons comme autre exemple le plan euclidien. Les modèles de ce plan prennent la forme  $(\mathbb{R}^2, \gamma_{ab})$  où  $\gamma$  est la métrique euclidienne définie grâce à l'élément de longueur  $dl^2 = \gamma_{11}dx^2 + \gamma_{12}dxdy + \gamma_{21}dydx + \gamma_{22}dy^2$ . Si  $x$  et  $y$  sont des coordonnées cartésiennes alors  $\gamma_{11} = \gamma_{22} = 1$  et  $\gamma_{12} = \gamma_{21} = 0$ . Les propriétés d'homogénéité et d'isotropie du plan euclidien sont indépendantes du système de coordonnées utilisé. À ces propriétés correspond une symétrie qui peut être décrite exactement en identifiant le groupe de transformations réversibles du plan qui laisse les distances intactes (automorphismes). Ce groupe de transformations, appelé groupe de symétrie, est composé des automorphismes du plan qui sont les translations, rotations et réflexions quelconques. Notez que dans le cadre de la formulation standard, le groupe de symétrie correspond au groupe covariant.

On peut donc maintenant définir de façon générale ce qu'est un modèle de l'espace-temps: (variété,  $O_1, O_2, \dots$ ) où  $O_i$  est un objet géométrique. Quelques remarques:

1. La variété<sup>22</sup> représente la topologie de l'espace-temps, par exemple, sa dimensionnalité, s'il contient des trous, etc.
2. Les objets géométriques représentent les propriétés non-topologiques de l'espace-temps.

---

<sup>22</sup>De façon informelle dans ce contexte, une variété de dimension  $n$  est un ensemble de points qui, localement, ressemble à  $\mathbb{R}^n$ . Pour une définition formelle dans le contexte de la physique, le lecteur est invité à consulter Nakahara [18].

## 2.3 Quelques modèles d'espace-temps

Débutons par la modélisation de l'espace-temps newtonien. Cet espace-temps est essentiellement la combinaison d'un temps linéaire et d'espaces euclidiens à trois dimensions. Le temps et l'espace, considérés comme absolus, sont ainsi complètement découplés. On peut associer à chaque instant un espace à trois dimensions. Ces espaces sont appelés hypersurfaces de simultanéité car tous les événements qui y surviennent se produisent en même temps. Le temps et l'espace possèdent deux métriques distinctes, l'une pour le temps  $dt$  et l'une dégénérée pour l'espace  $h_{ab}$ . Cette métrique spatiale  $h$  est un peu plus complexe que la métrique euclidienne que nous avons décrite pour le plan car elle combine en un seul objet toutes les métriques associées à chacune des hypersurfaces.

Nous savons que si deux référentiels ne diffèrent que d'un mouvement inertiel, il n'y a aucun moyen mécanique de savoir si l'un ou l'autre est au repos par rapport à l'espace absolu. Assumons que ce principe de relativité est plus qu'une limite épistémologique mais a un caractère ontologique. Nous faisons donc de ce principe une symétrie du modèle. Quelles en seraient les conséquences? Tout d'abord, on constate que jusqu'ici rien dans notre modèle ne nous permet d'identifier les référentiels inertiels. Ceci est une lacune puisque les lois de Newton ne s'appliquent que dans ceux-ci. Comment pourrait-on identifier ces référentiels? Imaginons une particule ponctuelle qui reste immobile, c'est-à-dire qu'à chaque instant elle occupe la même position dans chaque hypersurface. La trajectoire qu'elle trace dans l'espace-temps est appelée sa ligne d'univers. Cette ligne d'univers engendrera par définition une droite dans l'espace-temps. Imaginons maintenant que l'on

observe cette particule dans un référentiel en mouvement inertiel par rapport au précédent. Sa nouvelle ligne d'univers engendrera aussi une droite mais de pente différente, la différence de pente dépendant proportionnellement de la vitesse relative entre les deux référentiels. On constate donc que pour identifier les référentiels inertiels, on se doit de pouvoir identifier les droites des autres trajectoires dans l'espace-temps. Les métriques déjà définies sont insuffisantes pour cette tâche. On définit donc un nouvel objet géométrique: une structure affine ou connexion<sup>23</sup>  $D$ . Notre modèle de l'espace-temps est donc complet:  $(M, dt, h_{ab}, D)$  où  $M$  est une variété à 4 dimensions. Le principe de relativité étant une symétrie de l'espace-temps, le passage d'un référentiel inertiel à un autre, appelé transformation de Galilée, laissera les objets géométriques inchangés dans la formulation standard.

Construisons maintenant un modèle pour l'espace-temps de la relativité restreinte d'Einstein. La relativité restreinte se fonde sur deux postulats: 1) le principe de relativité, c'est-à-dire que tous les référentiels inertiels sont équivalents. 2) La vitesse de la lumière  $c$  est la même dans tous les référentiels inertiels. Accepter ces deux postulats demande une profonde reconsidération de ce que sont l'espace et le temps. Pour que les deux postulats soient également respectés, il faut que les étalons de temps et de longueur dépendent du mouvement relatif entre référentiels. Il en résulte que chaque référentiel définit ses propres hypersurfaces de simultanéité, d'où une relativité de la simultanéité qui se constate lorsque l'on désire synchroniser deux horloges distantes. Cette synchronisation dépendra des référentiels.<sup>24</sup> Le modèle d'un

---

<sup>23</sup>Notez que dans un langage plus traditionnel cette structure est appelée dérivée covariante.

<sup>24</sup>Notez que d'une certaine façon, Einstein définit le temps et l'espace par rapport au

tel espace-temps sera donc semblable à celui de l'espace-temps newtonien, mais le temps et l'espace n'y seront plus découplés. Ce fait implique que le passage d'un référentiel inertiel à un autre ne se fait pas à l'aide d'une transformation galiléenne comme en physique newtonienne mais bien grâce à une transformation de Lorentz qui est compatible avec le second postulat. Par exemple, dans la formulation standard, le passage d'un référentiel à un autre se déplaçant à la vitesse  $v$  selon l'axe des  $X$  est  $T' = \beta(T - vX/c^2)$ ,  $X' = \beta(X - vT)$ ,  $Y' = Y$ ,  $Z' = Z$ , où  $\beta = (\sqrt{1 - v^2/c^2})^{-1}$ . Le principe de relativité implique donc que le groupe des transformations de Lorentz décrit une symétrie de l'espace-temps.

Un modèle invariant sous le groupe de Lorentz est  $(M, n_{\mu\nu})$ , où  $M$  est une variété 4-d et  $n$  une métrique de Minkowski<sup>25</sup>, c'est-à-dire que dans la formulation standard, l'élément de longueur, appelé temps propre, est défini ainsi  $c^2 ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$ . Cette métrique classe les lignes d'univers en trois cas de figure. Si  $s$ , le temps propre de la trajectoire, est zéro, on a affaire à une trajectoire qui est associée à un déplacement à la vitesse de la lumière  $c$  (courbe de type lumière). Si  $s > 0$  alors le déplacement se fait à une vitesse inférieure à  $c$  (type temps) et  $s$  est le temps mesuré par une horloge entraînée par le mouvement. Si  $s$  est imaginaire, le déplacement se fait à une vitesse supérieure à  $c$  (type espace) et la norme  $|s|$  est la longueur spatiale de la courbe si elle se trouve sur une hypersurface de simultanéité.

Comme pour le modèle de l'espace-temps newtonien, le modèle  $(M, n_{\mu\nu})$  présume de la structure globale de l'espace-temps. En effet, la constance de processus de propagation, rejetant implicitement l'a priori kantien quant à cette question. Voir Reichenbach [22].

<sup>25</sup>Notez que les indices grecs vont de 0 à 3, où 0 correspond à la coordonnées temporelle.

la métrique est une contrainte sur la topologie globale de la variété. Cette dernière ne nous étant pas connue, il est possible de reformuler ce modèle de façon purement locale:  $(M, g_{\mu\nu}, R)$  où  $g$  est une métrique quelconque et  $R$  est le tenseur de courbure de la métrique. Si on ajoute la condition  $O_2 = R = 0$ , on impose que localement  $g_{\mu\nu} \simeq n_{\mu\nu}$ , mais on ne présume pas de la topologie de  $M$ .

Continuons notre exploration des modèles de l'espace-temps et passons à celui de la relativité générale. Tout d'abord, notons que 1) la trajectoire d'un corps subissant l'effet de la gravitation est indépendante de sa nature, et en particulier, de sa masse. Ce fait connu depuis Galilée devient fondamental dans la conception d'Einstein. 2) Les lignes d'univers inertielles (type temps) dans l'espace de Minkowski sont indépendantes de la masse des corps. Si l'on met ces deux constatations en parallèle, on induit que le modèle de l'espace-temps de la relativité restreinte est un cas particulier d'espace-temps incluant la gravitation. On peut illustrer cette conclusion par le principe d'équivalence d'Einstein. Selon ce principe, il n'existe pas de mesure physique permettant de distinguer les deux cas suivants: 1) des corps ne subissant pas d'effet gravitationnel mais se trouvant dans un référentiel uniformément accéléré et 2) les mêmes corps subissant un champ gravitationnel homogène de direction opposée mais d'une amplitude égale à l'accélération du cas précédent. Cette équivalence implique donc qu'il y avait implicitement une interaction gravitationnelle dans la physique avec référentiel accéléré. L'interaction gravitationnelle est donc une modification de l'espace-temps. Les modèles que l'on peut tirer des équations d'Einstein reliant énergie et modification de l'espace-temps sont les suivants:  $(M, g_{\mu\nu}, G_{\mu\nu} + 8\pi CT_{\mu\nu})$ , avec  $O_2 = 0$ , où  $T$

est le tenseur d'énergie-impulsion (tenseur caractérisé par les propriétés des corps),  $C$  la constante de Newton et  $G$  un tenseur qui est une combinaison de la métrique et de ses première et seconde dérivées (tenseur caractérisé par les propriétés de l'espace-temps). Notez que ce modèle n'admet pas de principe de relativité généralisé car l'espace-temps n'y admet pas, en général, de symétrie non triviale. Comme le lecteur a pu le constater, l'approche par modèles nous permet de formuler les théories de l'espace-temps ayant des origines fort différentes dans le même cadre formel. La question qui demeure est de savoir comment ces modèles sont reliés à l'espace-temps réel.

## 2.4 Substantialisme et argument du trou

Revenons à la question du substantialisme de l'espace et du temps.<sup>26</sup> À la lumière des modèles présentés, quelle structure correspond à l'espace-temps, à ce supposé contenant où évolue la matière? Dans le cadre des modèles non-locaux, il semble raisonnable de dire que l'espace-temps correspond, dans les modèles, à la variété  $M$  munie d'une certaine structure géométrique. Par exemple, dans le cas de la relativité restreinte, on peut défendre que c'est tout le modèle  $(M, n_{\mu\nu})$  qui représente l'espace-temps, tout comme dans la physique newtonienne. Par contre, ce n'est pas le cas pour les modèles locaux, comme celui de la relativité générale. Admettons que l'espace-temps est représenté par  $M$  muni de sa métrique  $g_{\mu\nu}$ . Dans le contexte de la relativité générale, la métrique représente aussi le champ gravitationnel. Désire-t-on inclure ce médiateur d'interaction dans le "contenant"? Si l'on répond

---

<sup>26</sup>Pour une version plus complète des arguments présentés dans cette section, voir Earman et Norton [11].

par l'affirmative, pourquoi ne pas aussi inclure d'autres forces, comme par exemple  $F_{\mu\nu}$  le tenseur de la force électromagnétique? De plus, la métrique est porteuse d'énergie et d'impulsion, comme le sont les autres champs de force. Cette propriété est le principal critère pour définir ce qui existe dans l'espace-temps, ce qui est une entité physique susceptible d'être un acteur dans des rapport causaux. Accepter  $g_{\mu\nu}$  comme appartenant au contenant semble donc trivialisier le critère même de la matérialité.

À la lumière de ces critiques, nous pourrions tenter de décomposer la métrique en deux  $g_{\mu\nu} = n_{\mu\nu} + p_{\mu\nu}$ , où  $n$  est la partie constante de la métrique et  $p$  sa partie variable, celle qui change selon la matière présente. Il n'y a cependant pas, en pratique, de manière non-arbitraire d'effectuer cette décomposition en relativité générale. La position la plus raisonnable dans le cadre de théories locales de l'espace-temps est donc de considérer  $M$  comme seul référant à l'espace-temps.

Ceci étant dit, que défend le substantialiste exactement? Que  $M$  représente l'espace-temps indépendamment de ce qui s'y trouve? Sûrement pas. Le principe d'équivalence peut être interprété comme la nécessité d'inclure l'interaction gravitationnelle à tout modèle. Peut-être que  $M$ , dans un modèle particulier, correspond à l'espace-temps; mais dans lequel? Si l'on revient à l'objection de Leibniz du tout début de la section on peut identifier la thèse minimale que doit défendre le substantialiste.

Dans une théorie locale, ce qui correspond à conserver les relations spatiales entre corps est le difféomorphisme. On peut déduire cette conclusion du théorème suivant:

**Théorème 1 (Théorème de jauge)** *Si  $(M, O_1, \dots, O_n)$  est un modèle d'une*

*théorie locale de l'espace-temps et  $h$  un difféomorphisme de  $M$  vers  $M$ , alors  $(M, h^*O_1, \dots, h^*O_n)$  est aussi un modèle de cette théorie.<sup>27</sup>*

Ce théorème implique donc que des modèles difféomorphiques sont indistinguables. Dans ce contexte, l'équivalence de Leibniz sera donc de considérer les modèles difféomorphiques comme représentant la même configuration physique. Le substantialiste ne peut pas endosser cette équivalence puisqu'elle nie implicitement que les points de  $M$  réfèrent à des points physiques qui constitueraient l'espace-temps. Il y a cependant une conséquence fâcheuse à ce refus. On peut l'illustrer grâce à une variante de l'argument du trou que l'on doit à Einstein lui-même.

Tout d'abord, posons un corollaire du théorème de jauge:

**Corollaire 1** *Soit  $H$  un modèle d'une théorie locale de l'espace-temps avec  $M$  comme variété et soit  $T$  (pour trou) tout voisinage de  $M$ ; il existe alors un nombre arbitraire de modèles distincts de la théorie sur  $M$  qui ne diffèrent les uns des autres qu'à l'intérieur de  $T$ . Tous ces modèles sont indifférenciables.*

Imaginons maintenant que nous nous intéressions à l'évolution d'une particule dont la ligne d'univers passe par  $T$ . L'observation ne nous permettra pas de distinguer entre les différents modèles à l'intérieur du trou. On ne pourra savoir quels points de l'espace-temps sont visités par la particule. Voir Figure 2. En d'autres mots, les lois de la physique ne nous permettront pas de le faire car les objets géométriques locaux sont invariants sous difféomorphisme. Si le substantialiste persiste à nier l'équivalence de Leibniz, il se doit d'accepter un indéterminisme radical. La physique actuelle

---

<sup>27</sup>Voir [11] pour la preuve.

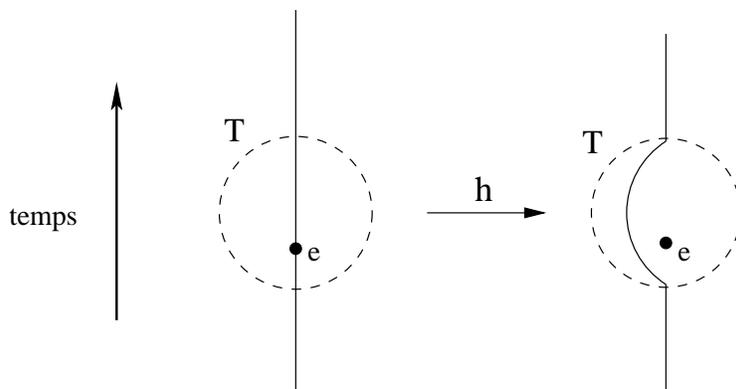


Figure 2: Selon la jauge, le point  $e$  sera ou ne sera pas visité.

n'est pas assez contraignante pour spécifier quel modèle est le bon dans  $T$ . Le substantialisme de l'espace-temps entraîne apparemment une violation du déterminisme Laplacien et ce, même en physique classique car une connaissance de la position et de la vitesse de la particule à un moment donné ne garantit pas que nous serons en mesure de prédire sa trajectoire future dans l'espace-temps. Quel est donc le plus grand coût philosophique: renoncer au déterminisme ou au substantialisme de l'espace-temps? Le choix raisonnable est de renoncer au substantialisme. L'indéterminisme de l'argument du trou n'est pas du type de celui de la mécanique quantique. L'évolution de toutes les quantités mesurables demeure déterminée, ce n'est que notre persistance à considérer  $M$  comme référant à des points distincts de l'espace-temps qui cause problème.

L'argument du trou tel que présenté est un cas typique de travail en philosophie de la physique. Certains pourraient argumenter que ce type de raisonnements ne constitue pas de la philosophie mais de la physique.

On pourrait arguer que philosophie et physique n'ont en fait rien à voir. Cette position, populaire parmi les scientifiques, ne nous paraît pas justifiée. La question du substantialisme de l'espace-temps n'est pas une question de physique. Que l'espace-temps soit une entité ou une propriété, cela ne change rien à la théorie physique comme telle. Cette totale absence de conséquence empirique exclut cette question du domaine de la science. Que la question du substantialisme intéresse certains physiciens ne prouvent en rien que cette question leur appartient.

### **3 Un exemple de recherche actuelle: la symétrie de jauge**

Dans la section précédente, nous avons vu combien il peut être difficile d'interpréter la représentation mathématique du monde que nous fournit la théorie physique. Dans la présente section, nous allons discuter un autre exemple de ce genre mais, cette fois, en physique quantique: la symétrie de jauge dans les théories de Yang-Mills. S'intéresser au statut d'une symétrie peut sembler nous éloigner des préoccupations ontologiques traditionnelles. C'est sans compter la position centrale qu'ont pris les symétries en physique.

Out of the fusion of relativity with quantum mechanics there has evolved a new view of the world, one in which matter has lost its central role. This role has been usurped by principles of symmetry, some of them hidden from view in the present state of the universe. On this foundation we have built a successful theory of electromagnetism and the weak and strong nuclear interactions

of elementary particles. Often we have felt as did Sigfried after he tasted the dragon's blood, when he found to his surprise that he could understand the language of birds. (Page 3, [28].)

L'opinion de Steven Weinberg est partagée par la majorité des physiciens. Les trois théories auxquelles il fait référence (toutes de type Yang-Mills) ont en leur coeur non une ontologie mais bien une symétrie: la symétrie de jauge locale. Comprendre le statut et le rôle que joue cette symétrie dans ces théories est donc un problème intéressant, puisque cela nous permettra de mieux comprendre la stratégie d'unification des forces à laquelle les physiciens travaillent actuellement. De plus, comme dans le cas des modèles de l'espace-temps, la symétrie est le résultat de la liberté de jauge, c'est-à-dire que plusieurs configurations des champs sont physiquement équivalentes. En première analyse, rien de bien physiquement profond ne saurait être la conséquence d'une telle symétrie car cette dernière en dit plus sur notre incapacité à identifier une description univoque que sur la structure de l'interaction. Dans ce qui suit, je discuterai brièvement des différentes approches qui ont été adoptées pour réduire cette symétrie. Aucune n'est vraiment satisfaisante mais chacune d'elles nous apprend quelque chose de nouveau. Pour des raisons d'espace, nous allons concentrer notre discussion sur l'électrodynamique, et ce, même si les théories de Yang-Mills forment une classe naturelle qui devrait être étudiée en bloc.

Cette section donne un exemple d'une recherche en cours et donc inachevée. Elle montre comment de nouvelles théories physiques doivent être progressivement clarifiées pour qu'on puisse en déduire les conséquences philosophiques.

### 3.1 La liberté de jauge

Le concept de symétrie locale n'est pas nouveau en physique. On en trouve déjà un exemple en électromagnétisme classique. On peut représenter le champ électromagnétique grâce à un couple de champs  $(\vec{E}, \vec{B})$ , où  $\vec{E}$  est le champ électrique et  $\vec{B}$  le champ magnétique. Sous une forme covariante, ces deux champs se combinent dans le même tenseur  $F^{\mu\nu}$ . On peut aussi représenter le champ grâce à un couple de potentiels  $A^\mu = (V, \vec{A})$ . Ces deux représentations sont équivalentes si

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad \vec{E} = -\vec{\nabla}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (1)$$

Sous forme covariante<sup>28</sup>  $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ . Il y a pourtant une différence entre ces deux représentations. Le couple  $(\vec{E}, \vec{B})$  correspond de façon univoque avec le champ électromagnétique. Ce n'est pas le cas des potentiels. En effet, deux couples de potentiels qui ne diffèrent que d'une transformation dite de jauge sont physiquement équivalents et donc correspondent au même  $F^{\mu\nu}$ :

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla}\alpha(x), \quad V \rightarrow V' = V - \frac{\partial\alpha(x)}{\partial t} \quad (2)$$

où  $\alpha$  est une fonction lisse quelconque de l'espace et du temps. Sous forme covariante cette transformation est  $A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu\alpha(x)$ . Cet arbitraire dans le choix du potentiel est un cas de liberté de jauge. Cette liberté est locale car  $\alpha(x)$  est fonction de l'espace et du temps. En physique classique, on ne considère pas cette symétrie comme physiquement pertinente car c'est  $F^{\mu\nu}$  qui représente adéquatement le vecteur de l'interaction électromagnétique. En effet, on peut argumenter que  $F^{\mu\nu}$  est l'entité appropriée pour décrire

---

<sup>28</sup>Notez que  $\partial^\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \left( \frac{\partial}{\partial x_0}, -\vec{\nabla} \right)$ .

toutes les relations causales prévues par la théorie de l'électromagnétisme. Dans le contexte de la mécanique quantique, les choses deviennent plus complexes.

Imaginons un système quantique, un électron, représenté par la fonction d'onde  $\psi(\vec{x}, t)$ , une fonction dans les Complexes caractérisant les propriétés mesurables du système. Par exemple, la densité de probabilité de détecter la présence de l'électron à une certaine position et à un certain moment est  $|\psi(\vec{x}, t)|^2$ . Une mesure de son impulsion dépendra de la dérivée de  $\psi$ , etc. Si l'on modifie globalement la phase de  $\psi$  d'un facteur  $c$ ,  $\psi \rightarrow \psi' = e^{ic}\psi$ , aucun effet mesurable n'en résulte. Nous n'avons fait que changer la phase standard contre laquelle nous mesurons la fonction d'onde. C'est un changement global de jauge. Maintenant, imaginons que nous introduisons une dépendance locale à ce changement (1)  $\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha(\vec{x}, t)}\psi(\vec{x}, t)$ . La densité de probabilité de présence demeurerait la même mais les autres observables, comme l'impulsion, seraient changées. Cette transformation n'est donc pas une symétrie du système. Supposons par ailleurs que l'électron soit en interaction avec un champ électromagnétique. On constate que si la transformation (1) est accompagnée par la transformation du potentiel de jauge (2)  $A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu\alpha$ , ces deux transformations se compensent exactement. C'est ce que l'on appelle la symétrie de jauge locale. Comme dans le cas de l'électromagnétisme classique, cette symétrie est apparemment le résultat d'un surplus de description, puisqu'aucun effet connu ne dépend de la jauge. Plusieurs représentations mathématiques correspondent à la même configuration physique. Notez la similitude avec la théorie de la relativité générale.

1) L'interaction ne peut être exclue du modèle. Imposer la symétrie locale de

jaugé a priori implique qu'il y a interaction et est une contrainte sur le type d'interaction permise.<sup>29</sup> 2) Comme en relativité, il y a une pluralité de descriptions équivalentes. Peut-on identifier une représentation unique et fidèle à la configuration physique? Ce sont les réponses possibles à cette question qui engendrent un questionnement philosophique riche sur le contenu de la théorie.

### 3.2 L'approche d'inspiration classique

En physique classique, on peut se convaincre que c'est le tenseur  $F^{\mu\nu}$  qui représente de façon unique le champ électromagnétique car c'est seulement dans les régions où il est non nul qu'une interaction électromagnétique est susceptible de se produire. On pourrait étendre cette interprétation au cas quantique mais avec difficulté et ce, à cause de l'effet Aharonov-Bohm. Voir Figure 3. Cet effet se voit clairement dans une variation de l'expérience de diffraction des électrons passant à travers deux fentes. Décrivons d'abord cette dernière. Imaginons que l'on projette un à un des électrons sur une plaque sensible. Supposons que l'on place devant cette plaque un écran troué par deux minuscules fentes. On constatera, après avoir envoyé un nombre suffisant d'électrons, que leurs impacts sont distribués de manière telle qu'ils forment un motif de diffraction, comme si les électrons avaient un caractère ondulatoire. Maintenant, plaçons entre ces deux fentes un solénoïde qui permet de produire un champ magnétique confiné perpendiculaire au plan des fentes et blindons-le de manière à ce qu'aucun électrons ne puissent pénétrer

---

<sup>29</sup>Cette contrainte est beaucoup plus faible que les physiciens voudraient le croire, voir Martin [17].

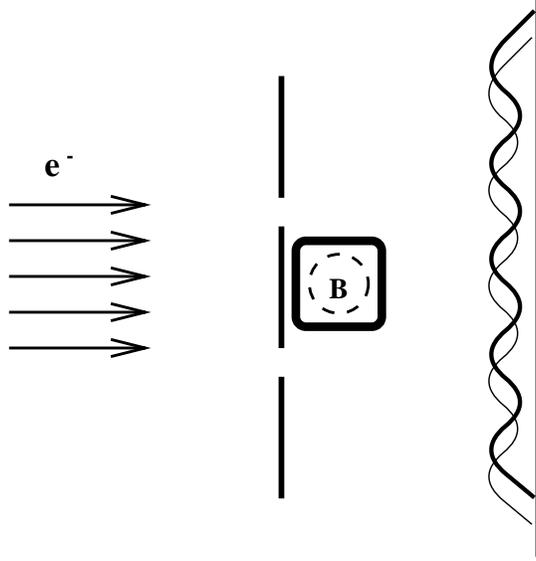


Figure 3: Schéma de l'expérience d'Aharonov-Bohm.

dans la zone où se trouvera le champ magnétique  $B$ . Si le montage est conçu habilement, la très grande majorité des électrons ne seront pas en contact avec une zone où  $F^{\mu\nu} \neq 0$ . Pourtant, un effet mesurable, purement quantique, est engendré car la phase du motif de diffraction est modifiée de façon proportionnelle au flux magnétique. Si  $F^{\mu\nu}$  représente bien le champ électromagnétique, ce dernier agit à distance. Ce résultat est étrange puisque la notion même de champ a été introduite en physique, entre autres, pour éliminer l'action à distance. Une réflexion sur la symétrie de jauge nous amène donc à envisager le caractère non local de l'interaction électromagnétique dans le domaine quantique. À quelle type de non localité a-t-on affaire? Pour le savoir, il faut identifier le véritable vecteur de l'interaction.

### 3.3 L'approche géométrique

Cette approche est inspirée de la géométrisation de l'interaction gravitationnelle dans le cadre de la relativité générale. Dans la seconde section, nous avons vu comment, en relativité, on représente l'espace-temps et les champs qui s'y trouvent indépendamment de tout système de coordonnées. Dans le contexte de l'électrodynamique, on utilise une stratégie similaire qui consiste à construire une représentation géométrique de l'interaction et à constater si une transformation de jauge ne pourrait être qu'une recoordination d'objets géométriques qui représenteraient les entités physiques.

Pour le moment, les structures privilégiées par les physiciens pour représenter géométriquement les théories de Yang-Mills sont les espaces fibrés principaux.<sup>30</sup> Ces espaces sont définis comme un espace de Minkowski  $M^4$  (l'espace de la relativité restreinte) auquel on ajoute en chaque point  $x$  une fibre isomorphe au groupe de jauge  $G$ . Cette fibre peut être comprise comme un espace local de propriétés. Voir Figure 4. Dans le cas de l'électrodynamique, les transformations de jauge (les changements de phase) forment un groupe  $U(1)$ . D'autres théories auront d'autres groupes comme fibre. C'est donc une géométrie fort différente de celles discutées dans la section précédente, mais elle semble bien représenter l'espace où évolue la fonction d'onde ou les champs quantiques. Dans cet espace de fibres, on peut définir une une-forme  $\omega(x)$  qui représente la connexion entre fibres, c'est-à-dire la structure mathématique qui nous permet de définir le transport parallèle d'une phase d'une fibre à l'autre; en d'autres mots,  $\omega(x)$  nous

---

<sup>30</sup>Pour plus de détails sur ce type de structures, voir le livre de Nakahara [18].

permet de savoir dans quelle mesure les fibres sont alignées.<sup>31</sup> On constate que l'objet géométrique  $\omega$ , lorsque représenté dans une certaine coordination des fibres, correspond au potentiel de jauge  $A^\mu$ . De même, on peut définir la fonction d'onde  $\tilde{\psi}(x)$  indépendante de toute coordination. Une conséquence

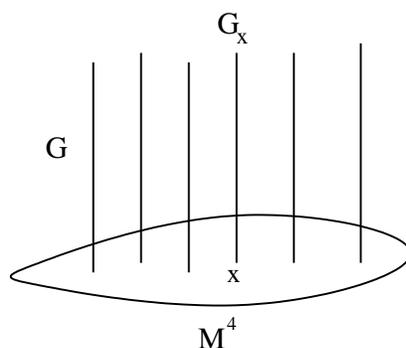


Figure 4: L'espace fibré principal.

intéressante de cette construction est qu'un changement de coordination correspond à une transformation de jauge (1 et 2). Apparemment,  $\omega$  et  $\tilde{\psi}$  seraient les bonnes quantités physiques pour lever la dépendance de jauge.

On ne peut cependant pas en rester là. Un résultat bien connu des mathématiciens est qu'à tout changement passif de coordinations correspond une transformation équivalente active de la fibre; dans le cas qui nous occupe, il s'agit d'un automorphisme vertical des fibres qui, en coordonnées, correspond à la transformation 2. N'ayant pas de raison d'exclure cette équivalence, le rapport entre une infinité de potentiels et une même situation physique demeure. La question, pour le moment sans réponse, est de

---

<sup>31</sup>Notez que dans cette conception, les propriétés sont des "entités" locales. Les conséquences métaphysiques d'une telle représentation restent à clarifier.

savoir s'il y a une interprétation physique plausible de la version active de la transformation de jauge.<sup>32</sup>

### 3.4 Les boucles de Wilson

Il y a une autre façon de représenter le contenu géométrique d'une connexion sur un fibré principal, c'est de donner les holonomies. Dans notre cas, il suffit de fournir les quantités suivantes  $U(x, x) = \exp [ie \oint dx_\mu A^\mu]$  pour tous les points de l'espace-temps et pour toutes les courbes fermées dans celui-ci. Notez que les  $U$  sont invariants de jauge. Si l'on prend au sérieux cette représentation, on se doit de qualifier l'interaction électromagnétique comme non locale ou, de façon plus précise, comme non séparable. En effet, si les boucles de Wilson représentent adéquatement les propriétés essentielles du champ électromagnétique, la théorie décrit des processus non séparables car l'entité décrivant l'interaction n'est plus un champ localement défini mais les propriétés de boucles dans l'espace-temps. Les conséquences métaphysiques, particulièrement sur la causalité, d'une telle représentation restent encore à explorer.<sup>33</sup>

---

<sup>32</sup>Le lecteur a sûrement reconnu dans cette pluralité des descriptions la prémisse de l'argument du trou. Il ne faut cependant pas sauter trop vite aux conclusions et présumer de l'indéterminisme de la théorie. Nous n'avons pas ici affaire à une trajectoire dans un espace réel mais bien à des espaces locaux de propriétés, ce qui affaiblit la force de l'argument. Toutefois, il est possible de construire pour l'électromagnétisme classique un argument semblable à l'argument du trou mais pour ce faire il est préférable de travailler dans le cadre de la géométrie symplectique. À ce sujet voir Belot [4].

<sup>33</sup>Pour plus de détails sur cette position, le lecteur est invité à consulter Healey [14].

### 3.5 Fixer la jauge

Lorsque l'on désire définir une théorie plus complète, c'est-à-dire une théorie où non seulement les électrons sont quantifiés mais où le potentiel de jauge l'est aussi, on constate que la liberté de jauge bloque la procédure de quantification. Pour remédier à ce problème, on fixe la jauge, par exemple, on peut ajouter une contrainte sur le potentiel qui brise la symétrie. Dans le cas de l'électrodynamique, cette démarche fonctionne bien mais pour des théories comme celle de l'interaction forte et de l'interaction faible, elle a des conséquences catastrophiques. La théorie quantifiée perd tout pouvoir de prévision et ne représente donc pas les résultats expérimentaux. La méthode standard pour rétablir la théorie est d'introduire des champs fictifs, appelés fantômes, qui ne correspondent à aucun champ physique. Pour se débarrasser du surplus de structure de jauge, il faut donc introduire un nouveau surplus descriptif, auquel correspond une symétrie formelle, la symétrie BRST. En première analyse, ceci laisse à penser qu'un surplus de description semble nécessaire à l'élaboration d'une théorie quantique avec interaction quantifiée. Une telle conclusion si elle s'avère confirmée nous apporterait une nouvelle perspective sur l'épistémologie de la physique quantique.

### 3.6 En terminant

La précédente section se veut un bref aperçu d'un problème contemporain qui occupe les philosophes de la physique. Comme le lecteur peut le constater, il est difficile, au début d'un nouveau sujet, de préciser les éléments qui, à la fin de la recherche, seront déterminants. Peut-être que les approches

mentionnées dans cette section seront totalement abandonnées à la lumière de la prochaine théorie, par exemple, des super-cordes. Le débat peut sembler confus mais il en est d'autant plus excitant.

## References

- [1] H.G. Alexander, editor. *The Leibniz-Clarke correspondence*. Manchester University Press, 1956.
- [2] Anouk Barberousse, Max Kistler, and Pascal Ludwig. *La philosophie des sciences au XXe siècle*. Flammarion, 2000.
- [3] John Stewart Bell. *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*. Cambridge University Press, 1988.
- [4] Gordon Belot. Understanding electromagnetism. *The British Journal for the Philosophy of Science*, 49:531–555, 1998.
- [5] Jeffrey Bub. *Interpreting the Quantum World*. Cambridge University Press, 1997.
- [6] Mario Bunge. *Philosophy of Physics*. D. Reidel Publishing Company, 1973.
- [7] James T. Cushing. *Philosophical Concepts in Physics*. Cambridge University Press, 1998.
- [8] Barry Dainton. *Time and Space*. McGill-Queen's University Press, 2001.
- [9] John Earman. *World Enough and Space-time*. MIT Press, 1989.

- [10] John Earman. Thoroughly modern McTaggart. *Philosophers' Imprint*, 2(3), August 2002.
- [11] John Earman and John Norton. What price spacetime substantivalism? the hole story. *British Journal for the Philosophy of Science*, 38(4):515–525, December 1987.
- [12] Albert Einstein. On the electrodynamics of moving body. In *Einstein's miraculous year*, pages 123–164. Princeton University Press, 1998.
- [13] Ian Hacking. *Historical Ontology*. Harvard University Press, 2002.
- [14] Richard Healey. On reality of gauge potentials. *Philosophy of Science*, 68(4):432–455, December 2001.
- [15] Peter Kosso. *Appearance and Reality*. Oxford University Press, 1998.
- [16] Marc Lange. *An Introduction to the Philosophy of Physics*. Blackwell Publishers, 2002.
- [17] Christopher A. Martin. *Gauging Gauge: On the Conceptual Foundations of Gauge Symmetry*. PhD thesis, University of Pittsburgh, 2002.
- [18] Mikio Nakahara. *Geometry, topology and physics*. Institute of Physics Publishing, 1990.
- [19] Isaac Newton. *The Principia*. Prometheus Books, 1995.
- [20] John D. Norton. Philosophy of space and time. In *Introduction to the philosophy of science*, pages 179–231. Prentice Hall, 1992.

- [21] Michael Redhead. *From Physics to Metaphysics*. Cambridge University Press, 1995.
- [22] Hans Reichenbach. *The theory of relativity and a priori knowledge*. University of California Press, 1965.
- [23] Lawrence Sklar. *Physics and Chance*. Cambridge University Press, 1993.
- [24] Martin Thomson-Jones. Models, the semantic view, and scientific representation. Forthcoming in the proceedings of the 2004 Philosophy of Science Association Meetings, 2004.
- [25] Roberto Torretti. *The Philosophy of Physics*. Cambridge University Press, 1999.
- [26] Bas C. van Fraassen. *The Scientific Image*. Oxford University Press, 1980.
- [27] Bas C. van Fraassen. *Laws and Symmetry*. Oxford University Press, 1989.
- [28] Steven Weinberg. *Dreams of a Final Theory*. Vintage, 1993.
- [29] I.M. Yaglom. *Felix Klein and Sophus Lie: evolution of the idea of symmetry in the nineteenth century*. Birkhäuser, 1988.